

Теорія ядерних реакторів (ТЯР).

Лекція 04.

КРИТИЧНІСТЬ РЕАКТОРА Й УМОВИ ЇЇ РЕАЛІЗАЦІЇ

ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРИ АКТИВНИХ ЗОН ТЕПЛОВИХ
РЕАКТОРІВ

КРИТИЧНІСТЬ РЕАКТОРА Й УМОВИ ЇЇ РЕАЛІЗАЦІЇ

Раніше була отримана формула для розрахунків потужності ядерного реактора:

$$N_p = 3,204 \cdot 10^{-11} \times R_f^5 \times V_m,$$

де R_f^5 – середня за об'ємом V_m палива активної зони швидкість реакції поділу ядер урану-235.

З урахуванням виразу для швидкості реакції поділу маємо:

$$N_p = 3,204 \cdot 10^{-11} \cdot \nu \cdot V_m \cdot \Sigma_f^5 \cdot n, \quad (3.1)$$

де:

$C = 3,204 \cdot 10^{-11} \cdot \nu \cdot V_m \cdot \Sigma_f^5$ – *постійна* для кожного конкретного реактора величина,

n – середня за об'ємом паливної композиції величина густини теплових нейтронів із середньою швидкістю ν .

Потужність реактора – величина, прямо пропорційна величині середньої за об'ємом палива густини нейтронів у його активній зоні.

Тому для того, щоб реактор працював на постійному рівні потужності, необхідно створити й підтримувати в його активній зоні такі умови, щоб середня за об'ємом палива густина нейтронів була *незмінної в часі*.

Цей стан реактора прийнято називати *критичністю* або *критичним станом*.

Критичність реактора – це робочий його стан, у якому середня за об'ємом палива густина нейтронів у ньому постійна в часі.

Доречно підкреслити слово "*робочий*", оскільки ми дізнаємось, що густина нейтронів постійна в часі *й* у *підкритичному реакторі*, стан якого не є робочим.

Робочі стани реактора – стани, у яких густина нейтронів у його активній зоні підтримується постійною за рахунок **самопідтримуючої ланцюгової реакції поділу ядер у ньому**. У підкритичному ж реакторі незмінна в часі середня щільність нейтронів устанавлюється з іншої причини (завдяки наявності в активній зоні *джерел нейтронів*, потужність яких не пов'язана з інтенсивністю реакції поділу в його активній зоні).

3.1 Умови здійснення критичності реактора

3.1.1 Умова критичності

З визначення стану критичності випливають два важливі, у прикладному плані, зауваження:

а) Реактор може бути критичним на будь-якому рівні потужності. Дійсно, з (3.1) випливає, що кожному значенню середньої за обсягом палива щільності нейтронів $n(t) = \text{const}$, відповідає свій постійний рівень потужності реактора $N_p(t) = \text{const}$. Підвищуючи n , ми *автоматично підвищуємо* N_p , і на будь-якому рівні потужності реактор, відповідно до даного визначення, *фактично виявляється критичним*.

б) Первинною умовою підтримки реактора в критичному стані, що випливає з визначення критичності, є $n(t) = \text{const}$, що рівносильне умові

$$\frac{dn}{dt} = 0, \quad (3.2)$$

тобто швидкість зміни середньої густини нейтронів за об'ємом палива в реакторі повинна бути нульовою.

Ця умова *невизначена* й практично придатна лише як перший крок для постановки закономірно виникаючого питання: *за рахунок чого можна підтримувати в реакторі $n(t) = \text{const}$, або $dn/dt = 0$?*

На це питання в умовах повної початкової невідомості можна відповідати тільки на основі формальної аналогії, властивої всім природним фізичним процесам. Стосовно до густини нейтронів (тобто до нейтронів в 1 см^3) це логічне твердження звучить так: *швидкість зміни густини нейтронів – є різниця швидкостей їх появи й зникнення в розглянутому одиничному об'ємі.*

Задаючи собі питання: *за рахунок чого зникають вільні нейтрони в одиничному об'ємі матеріального середовища активної зони реактора?* – ми, на основі своїх, поки ще вбогих, знань уже можемо вказати на *два канали зникнення нейтронів з одиничного об'єму середовища:*

– по-перше, оскільки нукліди речовин, що становлять активну зону реактора, у різній мірі (обумовленій величинами мікроперерізів поглинання) *поглинають* нейтрони, то перший канал зникнення нейтронів з одиничного об'єму будь-якого середовища – *нейтронна реакція поглинання*;

– по-друге, оскільки нейтрони в середовищі активної зони реактора *рухаються*, причому, із значними швидкостями (вище 2200 м/с!), то *неминучий їхній витік* як з будь-якого одиничного об'єму активної зони, так і з активної зони в цілому. Витік (це другий канал зникнення нейтронів з одиничного об'єму активної зони).

З урахуванням сказаного, логічне рівняння балансу густини нейтронів в одиничному об'ємі середовища активної зони реактора можна записати:

$$dn/dt = (\text{шв. генерації нейтронів}) - (\text{шв. поглинання їх}) - (\text{шв. їх витоку}), \quad (3.3)$$

Причому, це рівняння слушне як для повного числа нейтронів в активній зоні, так і для кожного елементарного її об'єму. Єдиною відомою величиною для нас поки є швидкість реакції поглинання нейтронів ($R_a^i = \Sigma_a^i \cdot \Phi$).

Як знаходити швидкість витоку нейтронів з одиничного об'єму активної зони, та як знайти швидкість генерації нейтронів розглянутої енергії в одиничному об'ємі середовища, нам поки невідомо.

Якщо говорити про швидкість генерації нейтронів *конкретної енергії* E , то нам поки лише зрозуміло, що питання не вичерпується лише швидкістю появи нейтронів поділу за рахунок поділу ядер палива (пропорційної швидкості реакції поділу). Мова йде про нейтрони з *будь-якою* енергією E , які можуть викликати поділ ядер палива, а оскільки ^{235}U і ^{239}Pu діляться нейтронами *будь-яких енергій, властивих реакторним нейтронам*, то умова критичності реактора *рівноцінна* умові сталості густини нейтронів *будь-якої енергії* в *будь-якому* одиничному об'ємі активної зони.

Нейтрони будь-якої енергії E одержують не тільки за рахунок виходу з реакції поділу, але, головним чином, за рахунок *уповільнення нейтронів з області більш високих енергій*. Крім того, вони *зникають* усередині одиничного об'єму не тільки за рахунок поглинання в цьому об'ємі, але, головним чином, за рахунок *уповільнення з даного рівня енергії в область більш низьких енергій*. Як бачимо, картина зміни густини нейтронів будь-якої конкретної енергії виходить досить складною.

Але без з'ясування *закономірностей генерації нейтронів будь-якої енергії обійтися не можна*: це питання не тільки академічного інтересу, це питання *практичне*, тому що воно націлене на пошук тих, доступних людині, засобів, за допомогою яких можна *організувати* критичний стан і безпечно *управляти* потужністю реактора.

3.1.2 Ефективний коефіцієнт розмноження й реактивність реактора

Подібно поняттю покоління людей:

Покоління нейтронів у реакторі – це сукупність нейтронів, народжуваних в активній зоні реактора одночасно або в дуже короткий проміжок часу.

Короткий проміжок – це в порівнянні з часом їх вільного існування. Для чого потрібне це поняття?

Ясно, що будь-якому вільному нейтрону властиве спочатку *народження* (при поділі ядра палива), потім – деякий *просторовий перенос* у середовищі активної зони, у процесі якого нейтрон може взаємодіяти з ядрами атомів середовища і, нарешті, загибель вільного нейтрона в результаті реакції поглинання.

Ясно, що кожний індивідуальний нейтрон протягом часу свого вільного існування (у силу багатьох мінливостей, що мають *випадковий* характер) має функції, відмінні від функцій інших нейтронів, і має *свій індивідуальний* час вільного існування, називаний *часом життя нейтрона*.

Але, як і в покоління людей, у нейтронів неважко уявити собі середній час життя покоління й статистично оцінити можливість *усередненого* нейтрона цього покоління, що дають уяву про можливість *цілого покоління*.

Тим самим *хаотичний* процес зміни поколінь нейтронів у реакторі, для якого характерні "накладення" і "перекриття" одночасного існування нейтронів різних поколінь (як і в людей), умовно замінюється у нашій уяві стрункою *циклічною зміною послідовних поколінь нейтронів з однаковим часом життя*, рівним середньому часу життя покоління реальних нейтронів.

Тобто так: в одну мить часу *відразу* народжуються *всі нейтрони* розглянутого покоління, потім усі ці нейтрони існують у вільному стані протягом відрізка часу, рівного *середньому часу* покоління. По закінченню цього періоду часу всі вони *миттєво* дружно зникають, але в цю ж мить часу *відразу* з'являються *разом* усі нейтрони наступного покоління і так далі.

При такому підході до процесу *розмноження* нейтронів у реакторі немає необхідності вивчати поведінку кожного індивідуального нейтрона. Досить досліджувати, як поводить ся *один середньостатистичний нейтрон* одного покоління, і як фізичні властивості середовища, у якому рухається цей усереднений по властивостях вільний нейтрон, впливають на величину його часу життя.

Критерієм правомірності такої заміни повинна служити *її еквівалентність*.

По-перше, у реалії й в ідеалізованій її моделі повинне бути однакове число учасників-нейтронів, тобто повинна дотримуватися рівність *густин нейтронів* одного покоління.

По-друге (що важливо), у реальній і в ідеальній картинах нейтронних процесів повинні одержуватись *однакові швидкості нейтронних реакцій*.

Припускаючи, що правомірність такої заміни якимось чином строго доведена, покоління таких усереднених нейтронів можна умовно *перенумерувати* відповідно до послідовних моментів часу їх появи.

Нехай ця нумерація поколінь нейтронів зроблена, і густини нейтронів першого, другого, третього і т.д. поколінь відповідно рівні

$$n_1 = n_2 = n_3 = \dots = n_{i-1} = n_i = n_{i+1} = \dots,$$

Зрозуміло, що якщо густини нейтронів різних поколінь рівні то **реактор критичний**: густина нейтронів n у ньому в будь-який момент часу *постійна* й рівень потужності реактора *не змінюється*.

Якщо густина нейтронів від покоління до покоління зростає:

$$n_1 < n_2 < n_3 < \dots < n_{i-1} < n_i < n_{i+1} < \dots$$

то **реактор надкритичний**: густина нейтронів у ньому в будь-який момент часу – функція зростаюча, а, отже, потужність реактора в часі *росте*.

Якщо ж густина нейтронів у поколіннях, що послідовно змінюють одне одного, зменшується:

$$n_1 > n_2 > n_3 > \dots > n_{i-1} > n_i > n_{i+1} > \dots$$

те **реактор підкритичний**, і його потужність згодом *падає*.

Зручність поняття "покоління нейтронів" полягає ще й тому, що з наведених найпростіших міркувань випливає проста *міра оцінки стану реактора*.

Величина
$$k_e = \frac{n_i}{n_{i-1}} = \frac{n_{i+1}}{n_i}, \quad (3.4)$$

що представляє собою відношення числа нейтронів поточного й попереднього поколінь називається ефективним коефіцієнтом розмноження нейтронів у реакторі.

Зрозуміло, що в критичному реакторі $k_e = 1$, у надкритичному – $k_e > 1$, а в підкритичному – $k_e < 1$. **Величина** ефективного коефіцієнта розмноження (по тому, *наскільки вона відхиляється від одиниці*) дозволяє оцінити, з якою інтенсивністю йдуть процеси наростання або убуття потужності реактора.

Поряд з ефективним коефіцієнтом розмноження, що є мірою оцінки стану реактора, використовуються ще дві міри оцінки *відхилення реактора від критичного стану*.

Перша з них – **перевищення величини ефективного коефіцієнта розмноження над одиницею:**

$$\delta k_e = k_e - 1, \quad (3.5)$$

називається *надлишковим коефіцієнтом розмноження*.

Друга міра відхилення реактора від критичності, що представляє собою *відношення величин надлишкового й ефективного коефіцієнтів розмноження:*

$$\rho = \frac{\delta k_e}{k_e} = \frac{k_e - 1}{k_e} = 1 - \frac{1}{k_e}, \quad (3.6)$$

називається *реактивністю реактора*.

Зрозуміло, що в критичному реакторі величини надлишкового коефіцієнта розмноження й реактивності *дорівнюють нулю*, у надкритичному реакторі вони *позитивні*, а в підкритичному – *негативні*.

Із трьох зазначених характеристик **реактивність реактора** для експлуатаційної практики є найбільш важливою. Досить сказати: усі розрахунки, пов'язані з оцінкою стану реактора, визначенням пускових положень органів регулювання, зі знаходженням робочих концентрацій борної кислоти в реакторі, з оцінкою умов дотримання *ядерної безпеки реактора* – усі ці розрахунки оперативним персоналом АЕС виконуються в одиницях реактивності.

Тому має сенс відразу познайомитися із двома основними, найбільш уживаними в практиці *одиницями реактивності*.

Одиниці ці, звичайно ж, *умовні*, оскільки з визначення випливає, що реактивність – величина *принципово безрозмірна*.

Тобто, реактивність може вимірюватися в безрозмірних частках від одиниці, наприклад, $\rho = -0,0016$ або $\rho = -0,0005$. Часто ці частки від одиниці називають *абсолютними одиницями реактивності* (*а.о.р.*).

Оскільки при керуванні реактором оператори мають справу з невеликими величинами реактивності, більш уживана інша одиниця реактивності, чисельно *в сто раз більша*, ніж 1 *а.о.р.*, а тому називана *відсотком*. У зв'язку із цим реактивність $\rho = 0,0012$ *а.о.р.* = 0,12%.

3.2 Нейтронний цикл у тепловому ядерному реакторі

Переважає більшість енергетичних ядерних реакторів, що використовуються в енергоблоках АЕС, є тепловими.

Тепловий ядерний реактор (на відміну від швидкого й проміжного) – це реактор, у якому більшість поділів ядер палива здійснюється тепловими нейтронами.

Інакше кажучи, тепловому реактору властивий *тепловий* (приблизно максвеллівський) *енергетичний спектр нейтронів*.

Нейтронний цикл – це сукупність фізичних процесів, які повторюються в межах середнього часу життя кожного покоління.

3.2.1 Фізичні процеси нейтронного циклу

Основними фізичними процесами нейтронного циклу в тепловому реакторі є наступні:

а) Народження вільних нейтронів у реакціях поділу ядер палива.

Нагадаємо, що всі нейтрони поділу народжуються швидкими (з $E > 0,1$ MeV), а їх енергетичний розподіл описується спектром Уатта, якому властиві найбільш імовірна енергія нейтронів $E_{\text{нй}} = 0,71$ MeV, і середня енергія нейтронів $E_{\text{сер}} = 2$ MeV.

б) Уповільнення нейтронів (процес просторового переносу нейтронів у середовищі активної зони, що супроводжується зменшенням їх кінетичної енергії за рахунок реакцій розсіювання на ядрах цього середовища).

Істотними рисами процесу сповільнення нейтронів у реакторі є:

- початкова кінетична енергія, з якою народжуються при поділі ядер швидкі нейтрони, є *джерелом руху* нейтронів, що сповільнюються;
- нейтрони рухаються прямолінійно й рівномірно доти, поки не зустрінуть перешкоди у вигляді ядер, з якими вони вступають у взаємодію.

Найбільш характерним типом взаємодії швидких і проміжних нейтронів з ядрами середовища, *що* містить сповільнювачі, є *пружні й непружні розсіювання* (мікроперерізи поглинання в діапазоні енергій нейтронів, що сповільнюються, малі в порівнянні з мікроперерізами розсіювання).

При розсіюванні ядро випускає нейтрон, що має, як правило, *меншу кінетичну енергію*, ніж вихідний нейтрон до розсіювання. Ця закономірність дозволяє розглядати серію реакцій розсіювання в процесі сповільнення нейтронів як серію актів *механічного зіткнення* (у яких бере участь один середньостатистичний нейтрон), у *результаті яких він втрачає свою кінетичну енергію в процесі вповільнення до рівня енергії теплових нейтронів*.

Кожний нейтрон, що сповільнюється при кожному зіткненні, представляється як такий, що зменшує швидкість і змінює напрямок свого руху:

- Під час серії послідовних розсіювань нейтрон, що сповільнюється в об'ємі середовища описує *просторову ламану лінію*, що складається з приблизно однакових відрізків, кожний з яких є *середньою довжиною вільного пробігу розсіювання* ($\lambda_s = 1/\Sigma_s$).

- Нейтрони в процесі сповільнення рухаються з *великими* (за звичайними мірками) *швидкостями* (порядку від км/с і більше). Тому, у процесі сповільнення, неминучий *витік* частини нейтронів, що сповільнюються, за межі активної зони реактора, що призводить до втрати частини нейтронів із циклу розмноження.
- Наприкінці процесу сповільнення, в інтервалі енергій від 600 до 6 *eV*, неминуча також втрата ще частини нейтронів, що вповільнюються, за *рахунок резонансного захоплення їх ядрами урану-238*.

Уцілілі в процесі вповільнення в активній зоні реактора нейтрони стають *тепловими* й вступають у якісно новий процес *дифузії*.

в) Дифузія теплових нейтронів – процес просторового переносу теплових нейтронів у середовищі при постійному середньому значенні їх кінетичної енергії.

Коли говориться про дифузію, мова завжди й обов'язково йде про *теплові нейтрони*.

Джерелом руху теплових нейтронів у процесі дифузії є кінетична енергія ядер атомів середовища, у якому вони рухаються. Оскільки останні самі перебувають у стані теплового руху; одержуючи енергію від одного ядра середовища, тепловий нейтрон здатний до наступного розсіювання збільшити свою швидкість, а, підлягаючи зустрічному розсіюванню, зменшити швидкість нижче деякого середнього рівня.

Середнє ж значення енергії теплового нейтрона між послідовними розсіюваннями при дифузії залишається величиною постійної й рівної середньому значенню кінетичної енергії теплового руху ядер середовища, яке, як відомо, визначається *температурою середовища*;

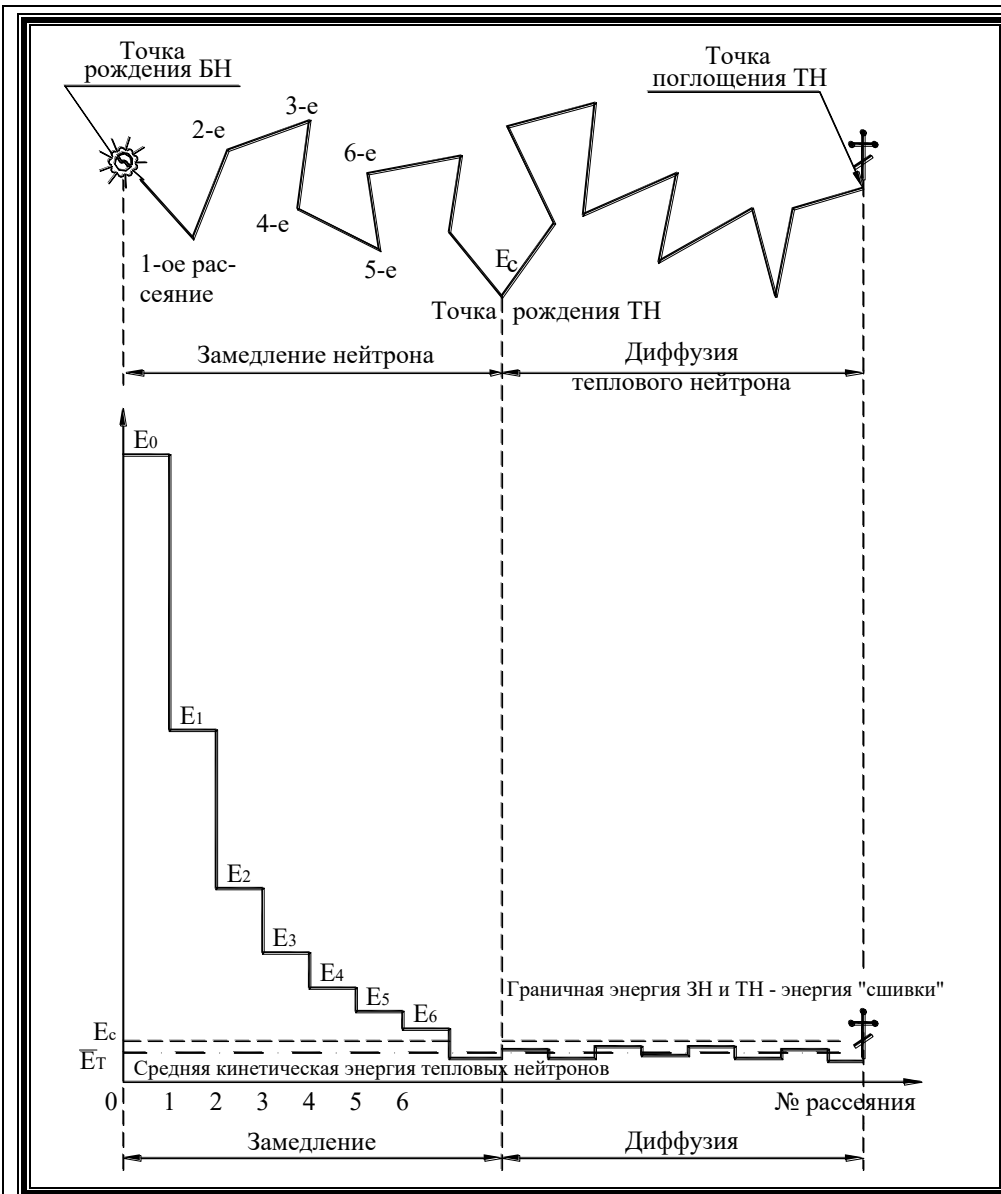


Рис. 3.1 Спрощене (плоске) уявлення про процеси сповільнення й дифузії нейтронів

При дифузії, як і при сповільненні, просторовий шлях (Рис.3.1) теплового нейтрона являє собою якісно таку ж ламану лінію.

Найбільш характерний тип нейтронно-ядерної реакції нейтронів у процесі їх дифузії визначається тем матеріалом активної зони реактора, в об'ємі якого відбувається дифузія.

У сповільнювачах найбільш характерним є *розсіювання*, у поглиначах – *радіаційне захоплення* теплових нейтронів.

Хоча швидкості теплових нейтронів суттєво менше швидкостей *епітеплових* (швидких і проміжних) нейтронів, вони все-таки досить високі (більше 2,2 км/с), що обумовлює безповоротний витік деякої частини теплових нейтронів за межі активної зони реактора.

Процес дифузії теплових нейтронів завершується *поглинанням* їх ядрами атомів середовища активної зони. Це може бути *потенційно-створююче* поглинання (подільним ядром палива), а може бути *даремним* поглинанням (неподільними ядрами будь-якого іншого, крім палива, матеріалу активної зони), що призводить до втрати теплових нейтронів.

До розгляду характеристик процесів нейтронного циклу відзначимо ще одну обставину. Зі сказаного ясно, що при поділі ядер палива народжуються швидкі нейтрони, а теплові нейтрони з'являються в результаті сповільнення швидких нейтронів в активній зоні.

Прийнято вважати, що нейтрон, що сповільнюється, стає тепловим у той момент, коли наприкінці процесу сповільнення він перетинає деяку граничну енергію, названу *енергією зшивки* ($E_{зш}$). При цій енергії спектр нейтронів, що сповільнюються, (Фермі) плавно (без розривів або зламів) переходить у спектр теплових нейтронів (Максвелла).

Величина енергії зшивки в теплових реакторах (реакторах на теплових нейтронах) залежить від *температури нейтронів* і лежить у межах $(6 \div 10) k \cdot T_n$. У реакторах з конкретним складом активної зони величина енергії зшивки перебуває в прямій залежності від середньої температури активної зони: чим вище температура активної зони, тем вище температура нейтронів T_n , що визначає положення максимуму розподілу Максвелла на осі енергій нейтронів ($E_{нй} = k \cdot T_n$). Чим вище T_n , тим більше весь спектр і, зокрема, його праве крило, на "хвості" якого перебуває енергія зшивки ($E_{зш}$), *зміщаються в область більш високих енергій*. У таких випадках говорять, що спектр теплових нейтронів *жорсткішає* й тим більше, чим вище середня температура активної зони реактора. Виходить, з *ростом температури реактора величина енергії зшивки в ньому росте*.

3.2.2 Дослідження процесів нейтронного циклу

Простежимо докладно за зміною кількості нейтронів одного довільного (*i-go*) покоління в тепловому реакторі, активна зона якого містить *уран-235*, *уран-238*, *сповільнювачі*, *теплоносій* і *необхідні конструкційні матеріали* (наявність одержуваного при роботі реактора плутонію для спрощення не враховується).

Нехай у такому реакторі в результаті поділу ядер урану-235 *теповими нейтронами* народжується $n_{\text{шв}i}$ швидких нейтронів поділу *i-go* покоління, що мають, середню енергію $E_0 = 2 \text{ MeV}$.

а) Ці швидкі нейтрони починають процес сповільнення й на початку інтервалу вповільнення ($2,0 \rightarrow 1,1 \text{ MeV}$), тобто *вище порогу поділу ядер ^{238}U* , мають можливість взаємодіяти з цими ядрами й викликати їх поділ, у результаті якого з'являються додаткові нейтрони поділу.

Крім того, з'являються швидкі нейтрони, які утворюються у результаті поділу урану-235 *епітепловими нейтронами* (не будемо забувати, що ^{235}U ділиться нейтронами *всіх енергій*). Отже, загальна кількість швидких нейтронів поділу буде *більше*, ніж ті $n_{\text{шв}i}$ нейтронів поділу, які були отримані в поділах ядер ^{235}U тільки тепловими нейтронами.

Число ϵ , що показує, у скільки раз число нейтронів поділу, отриманих у поділі ядер палива нейтронами всіх енергій, більше числа нейтронів поділу, отриманих при поділі ^{235}U тільки тепловими нейтронами, називається коефіцієнтом розмноження на швидких нейтронах.

Таким чином, загальне число нейтронів поділу i -го покоління рівно не $n_{\text{шв}i}$, а

$$(n_{\text{шв}i} \cdot \epsilon).$$

б) Ці $(n_{\text{шви}} \cdot \epsilon)$ швидких нейтронів починають сповільнюватись в активній зоні реактора, але лише $p_{\text{сп}}$ частина їх залишиться в її об'ємі наприкінці процесу сповільнення, а $(1 - p_{\text{сп}})$ частина їх – *витіче з активної зони під час уповільнення*.

Частка нейтронів $p_{\text{сп}}$, що уникли витоку з активної зони при сповільненні, від числа нейтронів покоління, що почали сповільнення в активній зоні, називається ймовірністю запобігання витоку нейтронів, що вповільнюються.

Таким чином, до кінця процесу сповільнення в активній зоні реактора залишиться $(n_{\text{шви}} \cdot \epsilon \cdot p_{\text{сп}})$ нейтронів *i-го* покоління.

в) Поглинаюча здатність *епітеплових* нейтронів для переважної більшості нуклідів в активній зоні *дуже низька* в порівнянні з поглинаючою здатністю їх в області теплових енергій. Але, оскільки в епітепловій області величини мікроперетинів поглинання всіх нуклідів все-таки *не нульові*, деяка частина нейтронів, що сповільнюються, буде губитися за рахунок реакцій радіаційного захоплення.

Крім того, у складі активної зони реактора є уран-238, який є *сильним* поглиначем нейтронів, що сповільнюються, в області енергій (6÷600) еВ, тобто *майже в самому кінці інтервалу сповільнення*.

В залежності мікроперерізу радіаційного захоплення ^{238}U від енергії нейтронів є кілька десятків аномальних "піків" – *резонансів*. Цей аномальний різновид радіаційного захоплення нейтронів, що сповільнюються, на відміну від звичайного радіаційного захоплення теплових нейтронів (або нейтронів будь-яких інших енергій, поблизу яких величини мікроперерізів радіаційного захоплення міняються не різко), назвали *резонансним захопленням*.

Тому не всі $(n_{\text{шви}} \cdot \varepsilon \cdot p_{\text{сп}})$ нейтронів i -го покоління, що *сповільнюються*, благополучно завершать процес сповільнення й стануть тепловими, а тільки ϕ -та їх частина; $(1 - \phi)$ -та ж частина нейтронів, що сповільнюються в активній зоні, зазнають резонансного захоплення і *будуть втрачені*.

Частка нейтронів ϕ , що уникли резонансного захоплення при сповільненні, від числа нейтронів покоління, що сповільнюються в межах активної зони реактора, називається ймовірністю запобігання резонансного захоплення.

З урахуванням цієї характеристики кількість нейтронів покоління, що благополучно завершують в активній зоні процес уповільнення (тобто, що стають тепловими), рівна ($n_{\text{шви}} \cdot \varepsilon \cdot p_{\text{сп}} \cdot \phi$).

г) Витік з активної зони властивий, не тільки нейтронам, що сповільнюються, але й тепловим. Тому не всі зазначені ($n_{\text{шви}} \cdot \varepsilon \cdot p_{\text{сп}} \cdot \phi$) теплових нейтронів залишаться до кінця процесу дифузії в межах активної зони, а тільки p_T частина їх, тому що $(1 - p_T)$ частина покине при дифузії активну зону й буде втрачена.

Частка теплових нейтронів, що уникли витоку з активної зони при дифузії, від числа теплових нейтронів покоління, що почали процес дифузії в активній зоні, називається ймовірністю запобігання витоку теплових нейтронів (p_T).

Таким чином, до кінця дифузії (тобто до моменту поглинання) в активній зоні залишиться $(n_{шви} \cdot \varepsilon \cdot p_{сп} \cdot \varphi \cdot p_T)$ теплових нейтронів i -го покоління.

д) Кінець процесу дифузії теплових нейтронів у реакторі – це їх *загибель* у результаті їх поглинання. Оскільки різні ядра – компоненти активної зони – у різній мірі поглинають теплові нейтрони, ясна остання альтернатива для теплових нейтронів покоління: або бути поглиненими ядрами палива, що діляться під дією теплових нейтронів, або бути поглиненими будь-якими іншими компонентами активної зони.

Перша із цих можливостей таїть у собі дещо потенційно-творче: поглинання теплового нейтрона ядром ^{235}U може викликати поділ цього ядра й появу нових швидких нейтронів поділу, у той час як друга можливість веде до даремної втрати теплових нейтронів.

Частка теплових нейтронів, поглинених ядрами палива, що діляться під дією теплових нейтронів, від усіх теплових нейтронів покоління (поглинених всіма компонентами активної зони) називається коефіцієнтом використання теплових нейтронів (θ).

Таким чином, кількість теплових нейтронів i -го покоління, поглинених ядрами урану-235, складатиме ($n_{\text{шви}} \cdot \varepsilon \cdot p_{\text{сп}} \cdot \varphi \cdot p_{\text{т}} \cdot \theta$).

е) Із цих ($n_{\text{шви}} \cdot \varepsilon \cdot p_{\text{сп}} \cdot \varphi \cdot p_{\text{т}} \cdot \theta$) поглинань теплових нейтронів ядрами ^{235}U лише f_5 частина завершиться поділом ядер, а $(1 - f_5)$ частина закінчиться даремним для поділу *радіаційним захопленням* теплових нейтронів цими ядрами. Величина f_5 – це *ймовірність того, що поглинання теплового нейтрона ядром урану-235 завершиться поділом останнього*. У розглянутому простому випадку *однокомпонентного* палива (що складається лише з одного типу ядер, що діляться тепловими нейтронами – ^{235}U) ця ймовірність може бути легко підрахована:

$$f_5 = \frac{\text{швидкість поділу ядер } ^{235}\text{U}}{\text{швидкість поглинання ТН ядрами } ^{235}\text{U}} = \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} = \frac{583.5}{680.9} \approx 0.857 \quad (3.7)$$

Таким чином, із зазначеного вище числа поглинань теплових нейтронів ядрами урану-235 закінчатся поділом тільки $(n_{\text{шви}} \cdot \varepsilon \cdot p_{\text{сп}} \cdot \varphi \cdot p_{\text{т}} \cdot \theta \cdot f_5)$.

ж) Але при кожному поділі ядра урану-235 народжується в середньому ν_5 нових швидких нейтронів. Константа $\nu_5 = 2,416$ – це відоме нам *середнє число нейтронів поділу, одержуваних в акті поділу ядра урану-235 під дією теплового нейтрона*.

Таким чином, у зазначеній вище кількості поділів ядер урану-235 під дією теплових нейтронів i -го покоління буде породжено

$$n_{\text{шви}} \cdot \varepsilon \cdot p_{\text{сп}} \cdot \varphi \cdot p_{\text{т}} \cdot \theta \cdot f_5 \cdot \nu_5 = n_{\text{шви}+1} \quad (3.8)$$

нових швидких нейтронів поділу, але це вже будуть швидкі нейтрони **нового, $(i+1)$ -го покоління**.

Відзначимо, що два останні співмножники в записаному добутку є фізичними константами ядер урану-235, а, виходить, їхній добуток

$$\eta_5 = \nu_5 \cdot f_5 \quad (3.9)$$

також є фізичною константою ядер урану-235.

За фізичним змістом ця константа являє собою **середнє число нейтронів поділу, що припадає на кожний тепловий нейтрон, що поглинається ядрами ^{235}U** . Найчастіше її просто називають "константою **ета**" відповідно до грецької букви η , якою позначають цю величину.

У більш загальному випадку, коли паливо в реакторі складається з декількох типів ядер, що діляться під дією теплових нейтронів:

Константа "ета" – є середнє число нейтронів поділу, що припадає на кожний тепловий нейтрон, поглинений ядрами палива, що діляться під дією теплових нейтронів.

З урахуванням останнього зауваження формулу (3.8) можна записати так:

$$n_{\text{шв}i+1} = n_{\text{шв}i} \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot \varphi \cdot \theta \cdot p_{\text{сп}} \cdot p_{\text{т}} \quad (3.10)$$

Відзначимо, що обговорюючи процеси й характеристики нейтронного циклу, ми виходили із кількості швидких нейтронів *i*-го покоління в об'ємі *всієї активної зони*.

З таким же успіхом можна було б почати міркування зі слів: "Нехай *середня густина* швидких нейтронів *i*-го покоління, отриманих при поділі ядер урану-235 тепловими нейтронами рівна $n_{\text{шв}i} \dots$ " – результат міркувань був би аналогічним, і прийшли б ми до тієї ж формули, яка, може бути отримана з формули (3.10) простим діленням правої й лівої її частин на величину об'єму активної зони.

Якщо розділити обидві частини вираження (3.10) на величину $n_{\text{ШВ}i}$:

$$n_{\text{ШВ}i+1} / n_{\text{ШВ}i} = \eta \cdot \varepsilon \cdot \varphi \cdot \theta \cdot p_{\text{СП}} \cdot p_{\text{T}} \quad (3.11)$$

то в лівій частині виходить відношення густин нейтронів двох послідовних поколінь, яке називають *ефективним коефіцієнтом розмноження*, тобто:

$$k_e = \eta \cdot \varepsilon \cdot \varphi \cdot \theta \cdot p_{\text{СП}} \cdot p_{\text{T}} \quad (3.12)$$

Формула (3.12) виражає характеристику *ефективних розмножуючих властивостей* активної зони теплового ядерного реактора (k_e), яка є мірою *нейтронно-фізичного стану реактора*, через характеристики окремих фізичних процесів нейтронного циклу в реакторі.

Зі сказаного випливає пряма логічна цілевказівка:

Для пізнання закономірностей розмноження нейтронів у реакторі й розуміння практичних шляхів керування потужністю реактора необхідно більш докладно досліджувати кожен із окремих характеристик процесів нейтронного циклу, з'ясувати, якими факторами визначаються величини η , ε , φ , θ , $p_{\text{сп}}$, p_{T} й визначити, які із цих факторів придатні для того, щоб через їхнє посередництво здійснювати вплив на процес розмноження нейтронів у реакторі.

Перші поверхневі міркування над співмножниками формули (3.12) приводять до думки, що останні два співмножники в її правій частині ($p_{\text{сп}}$ і p_{T}) визначаються, у першу чергу, *формою й розмірами* активної зони реактора, і фактом свого існування вони зобов'язані тільки тому, що реальні активні зони мають *кінцеві* розміри.

У гіпотетичній активній зоні нескінченних розмірів обидві зазначені ймовірності дорівнюють *одиниці*, оскільки нейтронам, що уповільнюються, і тепловим у нескінченній активній зоні *витікати*, просто говорячи, *нікуди*.

Це означає, що розмножуючі властивості гіпотетичної нескінченної активної зони визначаються тільки сукупністю компонентів середовища цієї активної зони *безвідносно до її розмірів і форми*.

От чому величину добутку

$$k_{\infty} = \eta \cdot \varepsilon \cdot \varphi \cdot \theta \quad (3.13)$$

при аналізі звичайно виділяють і називають **коефіцієнтом розмноження в нескінченному середовищі**, а вираз (3.13) – **формулою чотирьох співмножників**.

Це не означає, що k_{∞} – нереальна, гіпотетична величина. Вона цілком реальна й служить характеристикою **власних розмножуючих властивостей** середовища активної зони певного складу, **вказуючи граничну, максимально можливу** величину ефективного коефіцієнта розмноження в активній зоні такого складу при нескінченному збільшенні її розмірів.

Тому з урахуванням (3.13) вираз для ефективного коефіцієнта розмноження реальної активної зони кінцевих розмірів може бути записаний коротко:

$$k_e = k_{\infty} \cdot p_{сп} \cdot p_T \quad (3.14)$$

Величина ефективного коефіцієнта розмноження реактора з певним складом активної зони скінченних розмірів є добуток коефіцієнта розмноження в нескінченному середовищі з таким складом на величини ймовірностей запобігання витoku нейтронів, що сповільнюються й теплових, для цієї скінченної активної зони.

Оскільки в реальному енергетичному реакторі кінцевих розмірів, який має працювати, в основному, у **критичному режимі**, величини обох імовірностей менше одиниці, то величина коефіцієнта розмноження в нескінченному середовищі для такої активної зони – величина, **більша одиниці**.

Тобто активна зона реального критичного реактора повинна бути скомпонована з таких матеріалів, сукупність яких має власні **надкритичні розмножуючі** властивості, але з урахуванням витоку нейтронів з її скінченного об'єму величина ефективного коефіцієнта розмноження в ній повинна бути в точності **рівній одиниці**.

Оскільки ефективні розмножуючі властивості активної зони (що характеризуються величиною k_e) являють собою складну комбінацію властивостей окремих сторін нейтронного циклу в реакторі (що характеризуються співмножниками η , ϵ , φ , θ , ρ_{sp} , ρ_T), то для того, щоб зрозуміти, від чого і як залежить величина ефективного коефіцієнта розмноження, слід детально з'ясувати всі ті фактори, які визначають величини згаданих шести співмножників, розглянути, як вони впливають на їхні величини, і тільки після цього вертатися до аналізу впливу різних зримих, відчутних для експлуатаційника, факторів на величину ефективного коефіцієнта розмноження й похідної від нього величини реактивності реактора.

4 ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРИ АКТИВНИХ ЗОН ТЕПЛОВИХ РЕАКТОРІВ

Активна зона енергетичного ядерного реактора (ЕЯР) – це частина його об'єму, у якій конструктивно організовані умови для здійснення безперервної самопідтримуючої ланцюгової реакції поділу ядерного палива й збалансованого відводу генерованого в ньому тепла з метою його наступного використання.

Вдумавшись у зміст цього визначення стосовно до активної зони теплового ЕЯР, можна зрозуміти, що принциповими компонентами такої активної зони є *ядерне паливо, сповільнювач, теплоносій і інші конструкційні матеріали*. Останні об'єктивно необхідні, тому що ядерне паливо й сповільнювач в активній зоні й сама активна зона повинні бути нерухомо *зафіксовані в реакторі*, представляючи собою, по можливості, розбірний технологічний агрегат.

4.1 Ядерне паливо

Під ядерним паливом звичайно розуміється *сукупність усіх нуклідів, що діляться, в активній зоні*. Більшість використовуваних в енергоблоках АЕС теплових ЕЯР у початковій стадії експлуатації працюють на *чисто урановому* паливі, але в процесі кампанії в них відтворюється істотна кількість *вторинного ядерного палива* – плутонію-239, який відразу після його утворення включається в процес розмноження нейтронів у реакторі.

Тому паливом у таких ЕЯР у *будь-який довільний момент кампанії* треба вважати сукупність *трьох компонентів, що діляться*: ^{235}U , ^{238}U і ^{239}Pu . Уран-235 і плутоній-239 діляться нейтронами будь-яких енергій реакторного спектра, а уран-238, як ми вже відзначали, *тільки швидкими надграничними (з $E > 1,1 \text{ MeV}$) нейтронами*.

Основною характеристикою уранового ядерного палива є його початкове збагачення (x), під яким розуміється *частка* (або процентний вміст) *ядер урану-235 серед усіх ядер урану*. А оскільки на більш ніж 99,99 % уран складається із двох ізотопів – ^{235}U і ^{238}U , то величина збагачення:

$$x = \frac{N_5}{N_U} = \frac{N_5}{N_5 + N_8} \quad (4.1)$$

У природному металевому урані знаходиться приблизно 0,72 % ядер ^{235}U , а більш 99,28% становить ^{238}U . Інші ізотопи урану (^{233}U , ^{234}U , ^{236}U , ^{237}U) присутні в природному урані в настільки незначних кількостях, що можуть не братися до уваги.

У реакторах АЕС використовується уран, збагачений до (1,8÷5,2)%. У реакторах морських транспортних ядерних енергоустановок початкове збагачення ядерного палива становить (20÷45)%. Використання палива низьких збагачень на АЕС пояснюється економічними міркуваннями, тому що технологія виробництва збагаченого палива *складна, енергоємна, вимагає складного й громіздкого устаткування, а тому є дорогою*.

Металевий уран термічно нестійкий, схильний до алотропних перетворень при відносно невисоких температурах і хімічно нестабільний, а тому неприйнятний у якості палива енергетичних реакторів. Тому уран у реакторах використовується не в чисто металевому виді, а у формі хімічних (або металургійних) сполук з іншими хімічними елементами. Ці сполуки називаються *паливними композиціями*.

Найпоширеніші в реакторній техніці паливні композиції:



Інший (інші) хімічний елемент паливної композиції називають *розріджувачем палива*. У двох перших з перерахованих паливних композицій розріджувачем є кисень, у двох інших – вуглець. У наступних відповідно азот, кремній, алюміній із кремнієм і берилій.

Основні вимоги до розріджувача – ті ж, що й до сповільнювача в реакторі: він повинен мати високий мікропереріз пружного розсіювання й можливо більш низький мікропереріз поглинання теплових і резонансних нейтронів.

Найпоширенішою паливною композицією в енергетичних реакторах АЕС є *діоксид урану* (UO_2), і його розріджувач – кисень – повною мірою відповідає всім згаданим вимогам. Температура плавлення діоксиду (2800°C) і його висока термічна стійкість дозволяють мати високотемпературне паливо із припустимою робочою температурою до 2200°C .

4.2 Сповільнювач

Після сказаного раніше ясно, що в якості матеріалу-сповільнювача в тепловому ядерному реакторі повинен бути вибраний такий, який:

- має високі сповільнювальні властивості;
- має малий макропереріз поглинання теплових і резонансних нейтронів.

Остання вимога впливає з міркувань економії нейтронів – теплових і резонансних (чим меншу величину мають макроперерізи поглинання сповільнювача в тепловій і резонансній області енергій нейтронів, тем вище відповідно θ й ϕ).

Об'єм сповільнювача в активній зоні теплового реактора вибирається з міркувань одержання в ньому теплового (максвеллівського) спектру, а це значить, що вибір в якості сповільнювачу слабопоглинаючого матеріалу є єдиною можливістю для підвищення θ й ϕ .

Крім того, за умовами роботи в активній зоні сповільнювач (як і всі реакторні матеріали) повинен мати:

- хімічну, термічну й радіаційну стійкість;
- не мати при радіаційному захопленні таких дочірніх продуктів, які були б більш сильними поглиначами нейтронів.

У теплових ЕЯР вітчизняних АЕС перевагу віддано двом сповільнювачам. У реакторах типу ВВЕР сповільнювачем є *легка вода* (H_2O), у реакторах РБМК – графіт (С). Про характеристики цих двох сповільнювачів можна сказати наступне.

Вода поширена й дешева, але має певну хімічну агресивність, особливо при наявності в ній домішок. Більша частина витрат, при використанні води в реакторах, обумовлена технологією її готування (*подвійна дистиляція*) і необхідністю підтримки в реакторі особливого *водного режиму*, спрямованого на збереження чистоти води й створення в ній умов, що сприяють мінімізації корозійних процесів у конструкційних матеріалах реактора й першого контуру, з якими вода перебуває в контакті.

Низька температура насичення води при атмосферному тиску (100°C) змушує використовувати її в енергетичних реакторах при відносно високих ($16\div 18 \text{ МПа}$) тисках. При властивих енергетичним реакторам високих питомих теплових навантаженнях на поверхні ТВЕЛів при тепловіддачі до води можуть виникати *кризи тепловіддачі*.

І все-таки зазначені недоліки води, включаючи й порівняно високу поглинаючу здатність нейтронів, що сповільнюються і теплових, поступаються її перевагам, особливо якщо врахувати, що у ВВЕР ця ж вода виконує не тільки функції сповільнювача, але й служить *теплоносієм*.

Графіт відноситься до так званих *важких сповільнювачів* (атомна маса вуглецю $A = 12$ а.о.м.). По величині сповільнюваної здатності графіт поступається воді, але коефіцієнт сповільнення в нього суттєво вище, ніж у води. Технологія одержання високоочищеного реакторного графіту досить складна й енергоємна, що обумовлює його високу вартість (більш 10 дол/кг).

Графіт радіаційно стійкий і термічно стійкий при температурах до 850°C . Ця особливість вимагає безперервного його *охолодження* в робочих умовах реактора. Графітова кладка РБМК-1000 поглинає близько 7 % теплової потужності реактора, що без охолодження призвело б до її сильного розігріву до температур 900°C и вище, при яких починається інтенсивне окислення графіту. Використання ж охолодження графіту азотно-гелієвою сумішшю дозволяє підтримувати температуру графітової кладки не вище 650°C .

4.3 Теплоносій

Реакторний теплоносій – це рідка або газоподібна речовина (або кипляча рідина), призначена для відводу генерованого в реакторі тепла з метою його подальшого використання.

Оскільки безупинно циркулюючий через активну зону ЕЯР теплоносій є невід'ємною її частиною, до нього пред'являються ті ж нейтронно-фізичні вимоги, що й до сповільнювача. А це:

- мінімальні значення макроперерізів поглинання теплових і резонансних нейтронів (що обумовлюють більш високі значення θ й φ);
- бажана більша величина сповільнюваної здатності ($\xi\Sigma_s$) – для того, щоб допомагати основному сповільнювачу інтенсивно сповільнювати нейтрони;

- радіаційна, хімічна й термічна стійкість у робочих умовах реактора;
- *сумісність* теплоносія з паливною композицією й усіма конструкційними матеріалами активної зони, розуміючи під цим терміном відсутність помітної хімічної або дифузійної взаємодії теплоносія із цими матеріалами протягом тривалого часу роботи реактора.

Крім того, до теплоносія пред'являються "звичайні" теплофізичні вимоги, як то:

- висока питома теплоємність c_p при робочих температурах – тому що відведена теплоносієм теплова потужність $Q_p = G_T \cdot c_p \cdot \Delta t_T$ прямо пропорційна питомій теплоємності й масовій витраті (G_T) прокачаного через активну зону теплоносія. Зі збільшенням c_p для відводу тієї ж теплової потужності Q_p потрібна менша витрата теплоносія G_T а, отже, й менші енергетичні витрати на його циркуляцію через реактор;

- малий коефіцієнт динамічної в'язкості теплоносія μ_T при робочих середніх температурах в активній зоні, тому що з його величиною зв'язана величина *гідравлічних втрат* при проходженні теплоносієм активної зони, а також величина *коефіцієнта тепловіддачі* від поверхні ТВЕЛів до теплоносія;
- високий коефіцієнт теплопровідності теплоносія λ_T при робочих температурах (також пов'язаний з величиною коефіцієнта тепловіддачі до теплоносія, що визначає ефективність теплообміну у реакторі);
- несхильність теплоносія до *кризових явищ* в умовах високих питомих теплових навантажень в активній зоні.

У практиці вітчизняного реакторобудування конкурс на кращий теплоносія для теплових реакторів АЕС виграла *легка вода*: у реакторах типу ВВЕР – вода під тиском, у реакторах РБМК – *кипляча вода*.

Абревіатура ВВЕР (водо-водяний енергетичний реактор) означає, що *й сповільнювачем, і теплоносієм у цьому реакторі служить вода*.

У реакторі ж типу РБМК (реактор большой мощности канальный) *кипляча вода*, будучи теплоносієм, у силу своїх значних сповільнювальних властивостей *служить додатковим внутрішньоканальним сповільнювачем*.

4.4 Параметри структури активних зон гетерогенних ЕЯР

Принципово паливна композиція може бути *змішана* зі *сповільнювачем* у вигляді емульсії, хімічної, металургійної сполуки або просто тонкодисперсної суміші. Ця композиція утворює в герметичній посудині *критичний об'єм*, у якому відбувається самопідтримуюча ланцюгова реакція поділу. Такий реактор, однорідний по фізичних властивостях у всіх точках його об'єму, називають *гомогенним* (тобто однорідним).

Логічним антиподом гомогенного є *гетерогенний реактор*, тобто такий, в активній зоні якого *паливна композиція відділена від сповільнювача*. Спонукуванням до такого поділу послужило:

по-перше, бажання *локалізувати* паливну композицію, *знизити* ту частину загального об'єму активної зони, де розміщене паливо й утворюються *високорадіоактивні продукти поділу*. Більше того, важливо *герметично ізолювати* паливну композицію від сповільнювача й омиваючого її теплоносія для запобігання *виносу й поширення радіоактивності* з паливної композиції по всьому реактору й першому контуру.

по-друге, як ми переконаємося далі, такий реактор має в порівнянні з гомогенним рядом переваг з точки зору *економії нейтронів* у ньому, а значить, і економії ядерного палива для одержання заданої потужності реактора.

Основним конструктивним елементом гетерогенної структури активної зони енергетичних реакторів є **тепловиділяючий елемент (ТВЕЛ)** – *об'єм паливної композиції певної форми, укладеної в тонкостінну герметичну оболонку з металевого матеріалу*.

Товщина оболонки ТВЕЛа вибирається такою, щоб надійно виключити проникнення радіоактивних продуктів поділу з паливної композиції усередині ТВЕЛа назовні в охолоджуючий теплоносій. Це продиктовано прагненням зробити контур циркуляції теплоносія нерадіоактивним або, принаймні, слаборадіоактивним. ТВЕЛи енергетичних реакторів можуть мати різну геометричну форму. Найпоширенішими в енергетичних реакторах є гладкострижневі (циліндричні), кільцеві, пластинчасті й хрестоподібні ТВЕЛи (Рис.4.1).

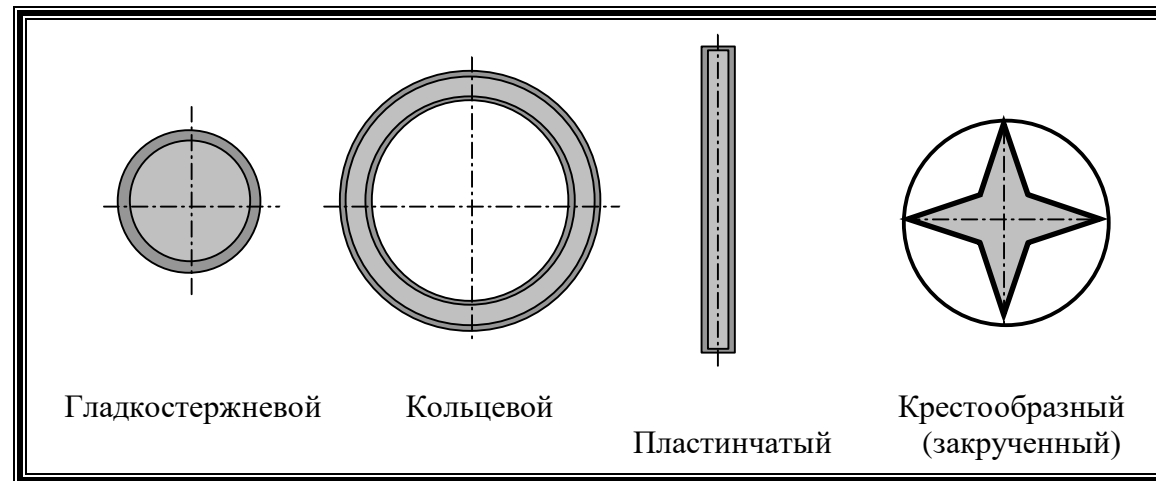


Рис.4.1 ТВЕЛи різної геометричної форми.

Форма ТВЕЛів вибирається з міркувань простоти й технологічності їх виготовлення, прагнення при заданому об'ємі паливної композиції одержати найбільшу *поверхню тепловіддачі*, а також з бажання зробити ТВЕЛи *теплотехнічно надійними*, тобто здатними зберігати свою герметичність і теплопередаючі властивості протягом тривалого часу роботи в реакторі.

Відомо, наприклад, що в процесі роботи реактора в паливі його ТВЕЛів накопичуються найрізноманітніші продукти поділу, у тому числі й *газоподібні*. У зв'язку із цим, паливна композиція в міру їх нагромадження поступово *спухає* (збільшує свій об'єм). Через це усередині ТВЕЛа виникає великий *надлишковий тиск*, що створює погрозу розриву оболонки ТВЕЛа.

З точки зору такої можливості циліндричні ТВЕЛи явно поступаються ТВЕЛам будь-якої іншої форми. Це пояснюється тим, що підвищення тиску усередині циліндричного ТВЕЛа *завжди й неминуче* створює *розривні* напруги в його оболонці. У ТВЕЛах же іншої форми збільшення об'єму й внутрішнього тиску приводить до виникнення напруг *вигину* в їхніх оболонках. Хрестоподібні ТВЕЛи, з цієї точки зору, виглядають кращими серед інших типів ТВЕЛів.

У транспортних морських реакторах саме хрестоподібні ТВЕЛи завоювали право на існування, показавши досить високу теплотехнічну надійність у п'ятирічному циклі кампанії палива.

Цикл використання ТВЕЛів в енергетичних реакторах АЕС із урахуванням часткових перевантажень значно коротше. Крім того, на АЕС *вартість* ТВЕЛів, що входить зрештою у вартість виробленої електроенергії, *має значно більше* значення, ніж на атомоходах, при створенні яких думки про рентабельність паливного циклу відходять на задній план. У зв'язку із цим при проектуванні й виготовленні ТВЕЛів для АЕС перевага віддана найпростішим *і дешевим* ТВЕЛам гладкострижневої форми.

Для зручності транспортування, завантаження й вивантаження ТВЕЛів у реактор певні (як правило, рівночисельні) групи ТВЕЛів поєднують у більші конструктивні вузли – *тепловиділяючі збірки (ТВЗ)*.

Кожна ТВЗ являє собою певну кількість *дистанціонованих* ТВЕЛів, тобто розташованих на рівних відстанях друг від друга. Це запобігає їхньому взаємному торканню (що загрожує їхнім *перегрівом*) і сприяє рівномірному омиванню всіх ТВЕЛів теплоносієм. Пучок ТВЕЛів надійно скріплюється, утворюючи єдиний конструктивний вузол із пристосуванням у верхній його частині (*голівкою ТВЗ*), за яку зручно захоплювати ТВЗ спеціальним захватом розвантажно-завантажувальної машини при вивантаженні ТВЗ із активної зони або завантаження їх у неї.

ТВЗ енергетичних реакторів можуть бути *кожуховими* й *безкожуховими*. Кожух ТВЗ – це тонкостінна металева труба (циліндричної, квадратної або шестигранної форми), у якій розміщається й скріплюється ТВЗ із урахуванням компенсації різних температурних подовжень ТВЕЛів у ТВЗ і самої кожухової труби через неоднаковість їх нагрівання в працюючому реакторі.

Кожухова труба має подвійне призначення:

- для *захисту* поверхонь зовнішніх ТВЕЛів ТВЗ від можливих ушкоджень при транспортуванні, завантаженні й вивантаженню ТВЗ;
- для *організації* розподілу *витрат теплоносія* по різних ТВЗ відповідно до їхніх різних теплових потужностей. Кожухові труби при цьому відіграють роль *стінок каналів*, по яких пропускаються необхідні витрати теплоносія. Співвідношення витрат через окремі ТВЗ згідно з їхніми тепловими потужностями домагаються шляхом постановки на вході в нижній частині кожної ТВЗ *дросельних шайб із різними діаметрами прохідних отворів*. Шайби розраховуються за принципом: чим вище потужність ТВЗ, тим більша витрата теплоносія потрібна для охолодження цієї ТВЗ і тим, отже, більше повинен бути діаметр отвору дросельної шайби на вході в цю ТВЗ.

Активні зони вітчизняних реакторів типу ВВЕР на АЕС перших двох поколінь, включаючи ВВЕР-440, укомплектовані кожуховими ТВЗ.

Теплотехнічні дослідження 70-х років показали, що поперечні перетікання теплоносія з однієї ТВЗ у сусідні в працюючому на будь-якому рівні потужності реакторі *майже не* знижують *теплотехнічної надійності* ні ТВЗ, ні окремих їх ТВЕЛів. Тому, якщо зняти кожухові труби із усіх ТВЗ, теплотехнічна надійність активної зони практично збережеться на прийнятному рівні.

ТВЗ перших і наступних серійних активних зон реакторів ВВЕР-1000 виконані *безкожуховими*, а вибір їх шестикутної (у поперечному перерізі) форми дозволив реалізувати *практично безззорний* перехід від однієї ТВЗ до сусідніх.

Активна зона ВВЕР-1000 від цього стала *більш однорідною*, складеною із ТВЕЛів, що утворюють *єдину регулярну структуру в межах усього поперечного перерізу активної зони*. Ця структура характерна тим, що відстані між осями симетрії двох сусідніх ТВЕЛів **рівні**, і осі симетрії будь-яких трьох сусідніх ТВЕЛів, будучи з'єднаними в поперечному перерізі, утворюють *однакові рівносторонні трикутники*.

Ось чому таке розміщення ТВЕЛів називають *структурою трикутної решітки*, а однакову відстань між осями симетрії сусідніх ТВЕЛів – *кроком трикутної решітки* (a_m) (Рис.4.2).

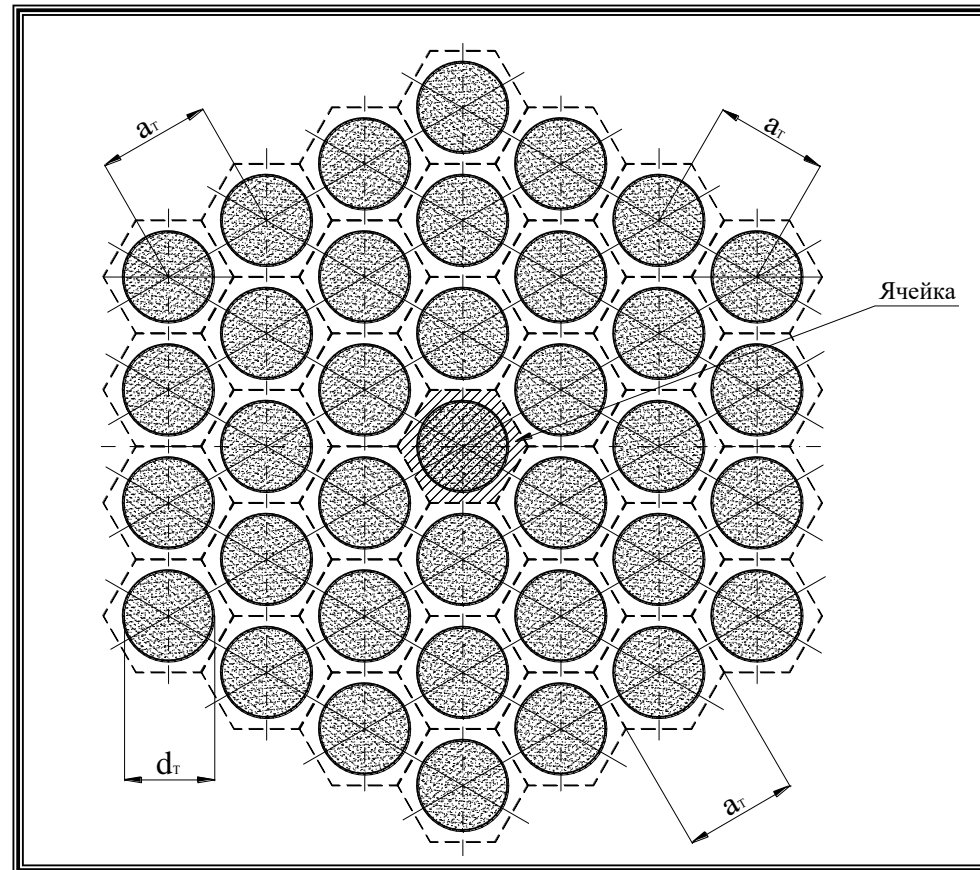


Рис. 4.2 Регулярна структура трикутної решітки ТВЕЛів у ТВЗ

Регулярним (повторюваним) об'ємним елементом структури трикутної решітки є *одиначний ТВЕЛ разом зі стосовним до нього об'ємом сповільнювача*.

Цей елемент має форму прямої шестикутної призми (а в поперечному перерізі – форму правильного шестикутника) і називається *елементарною чарункою активної зони* (на Рис.4.2 елементарні чарунки обведені штриховими лініями).

Відмітимо, що розмір "під ключ" гексагональної чарунки *дорівнює кроку трикутної решітки ТВЕЛів*, і це допомагає легко обчислювати величину, що *часто* вимагається в *розрахунках*, $S_{\text{ч}}$ площі поперечного перерізу чарунки:

$$S_{\text{ч}} \approx 0,866 \cdot a_m^2 \quad (4.2)$$

Таку ж структуру трикутної решітки утворюють і тепловиділяючі збірки в активній зоні реактора ВВЕР-440.

У практиці експлуатації реакторів АЕС безкожухові ТВЗ, на відміну від кожухових, прийнято називати *тепловиділяючими касетами* (ТВК).

Фіксація положення ТВЕЛів у ТВЗ (ТВК), що встановлює структуру трикутної решітки заданого кроку, виконується за допомогою різних конструктивних обладнань, що носять загальну назву *дистанціонізаторів* ТВЕЛів.

Це можуть бути стрічкові дистанціонуючі решітки, дистанціонуючі трубчасті витіснювачі, дистанціонуючі пружини або навіть дистанціонуючі дроти. Вони служать для утримання ТВЕЛів на необхідній відстані друг від друга й запобігання взаємних торкань ТВЕЛів. Також вони служать для недопущення торкання периферійними ТВЕЛами у ТВЗ стінок кожухової труби, у той же час не заважаючи ТВЕЛам вільно *подовжуватися* у зв'язку з підвищенням їх температури або за рахунок необоротних змін довжини внаслідок радіаційних впливів.

Структура трикутної решітки є *найбільш щільною* з об'ємних структур циліндричних ТВЕЛів, що дозволяє розмістити в заданому об'ємі *найбільшу кількість ТВЕЛів*, а, виходить, при заданій кількості паливної композиції в активній зоні реактора – створити *найбільшу поверхню тепловіддачі від ТВЕЛів*. При заданій номінальній потужності енергетичного реактора це дозволяє *вмістити активну зону в менших габаритах*.

У реакторах типу ВВЕР-440 за принципом трикутної решітки розміщуються не тільки ТВЕЛи в кожній ТВЗ, але й самі ТВЗ в активній зоні, і решітка ТВЗ характеризується своїм значенням кроку.

У реакторах РБМК-1000 структура активної зони будується на трохи інших принципах. 18 циліндричних ТВЕЛів кожної ТВЗ утворюють не регулярну структуру постійного кроку, а рівномірно розміщуються на двох концентричних колах різного діаметра (із центром на осі симетрії ТВЗ, як показано на Рис.4.3).

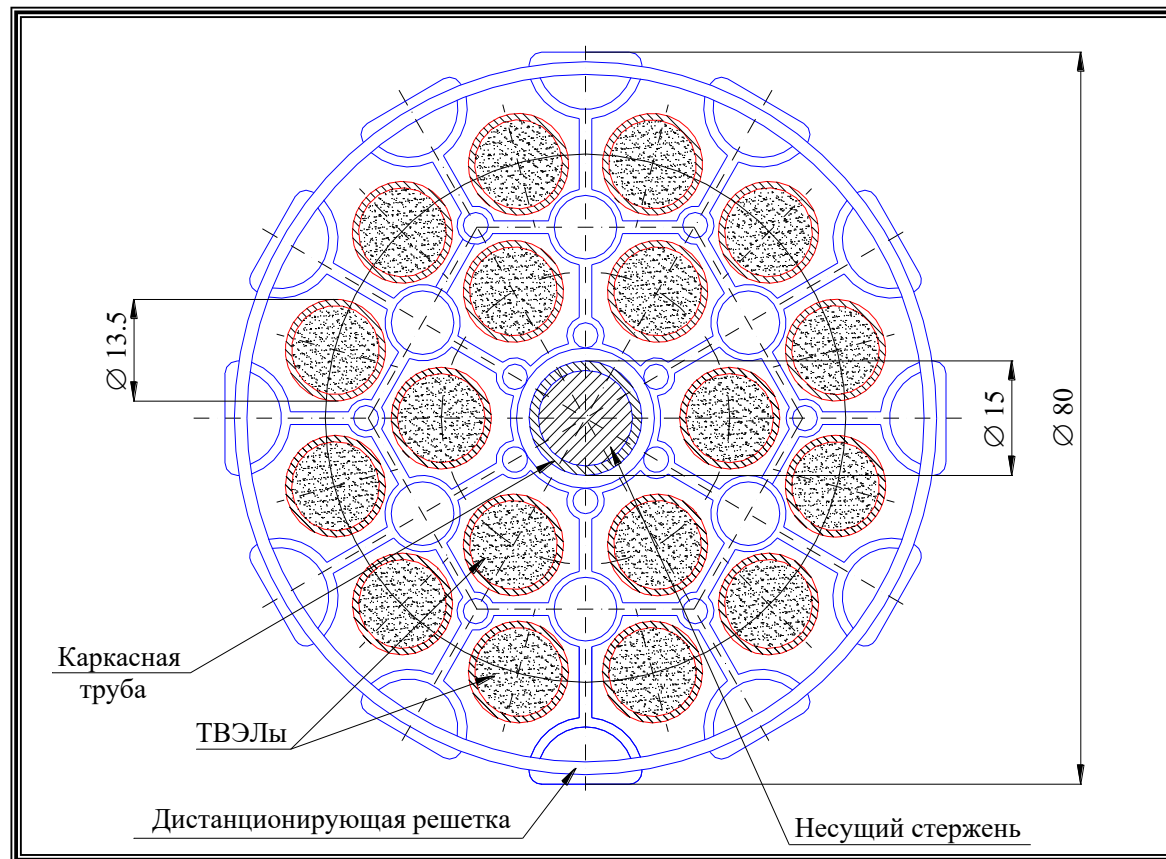


Рис. 4.3 Поперечний переріз ТВЗ реактора РБМК-1000

ТВЗ у реакторі РБМК безкожухові, але в іншому сенсі, ніж у ВВЕР-1000: в РБМК роль кожухів ТВЗ виконують цирконієві труби *технологічних каналів*, вставлені у вертикальні отвори в графітовій кладці активної зони.

Висота активної зони РБМК-1000 дорівнює 7 м (у ВВЕР-1000 вона 3,55 м), що означає більші величини лінійних температурних розширень ТВЕЛів. Це змусило конструкторів кожну ТВЗ *ділити на дві тепловиділяючі касети*, що розташовуються одна над іншою з 20-міліметровим зазором і скріплених між собою шарнірно (по каркасній трубі).

Каркасна труба служить, по-перше, як силовий елемент – на ній кріпляться й дистанціонуються ТВЕЛи. По-друге, усередині каркасних труб досить великого числа ТВЗ розташовуються датчики каналів нейтронних вимірів, від яких надходять сигнали в систему контролю нейтронного поля й потужності реактора.

У тих же технологічних каналах, де немає вимірювальних елементів, каркасна труба заповнена силуміновими *витіснювачами*, які, заміщаючи витиснуті ними об'єми води в центральній частині ТВЗ, дозволяють виключити виникнення "сплесків" густини потоку теплових нейтронів, а отже і перегрівів ТВЕЛів внутрішнього кільця ТВЗ.

Під чарунками активної зони РБМК розуміються одиночні технологічні канали із прилягаючими до них об'ємами графітових стовпів. Ці гнізда утворюють у реакторі регулярну структуру **квадратної решітки** з постійним для всієї активної зони й відбивача кроком $A_{\text{ТК}} = 250 \text{ мм}$. Це значить, що й самі чарунки в поперечному перерізі мають форму квадрата зі стороною 250 мм.

По можливостям розміщення в заданому об'ємі активної зони найбільшої кількості палива (обумовленого числом розташовуваних в активній зоні ТВЗ) квадратна решітка поступається трикутній. Але вона є більш придатною для *уран-графітового реактора*, тому що графіт, поступаючи в воді по сповільнюваній здатності ($\xi\Sigma_s$), для забезпечення теплового спектра в реакторі повинен використовуватися в активній зоні в *більшій кількості, ніж вода, на одиницю маси завантаженого палива*.

Підраховано, наприклад, що для одержання теплового спектра нейтронів у гомогенній уран-графітовій суміші на кожне ядро урану потрібно (80÷120) ядер вуглецю, тоді як в уран-водних гомогенних сумішах для цього треба всього (12÷15) молекул води. Приблизно такі ж співвідношення поширюються й на гетерогенні критичні композиції.

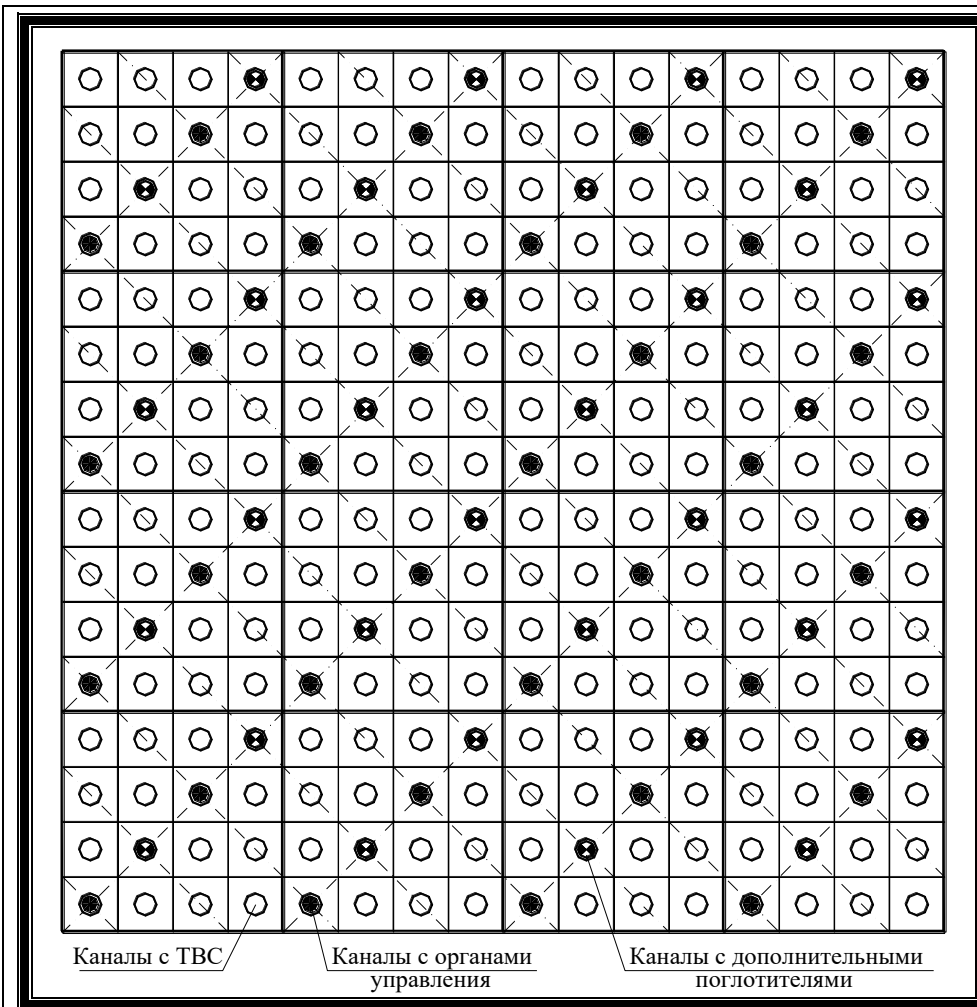


Рис. 4.4 Фрагмент поперечного перерізу активної зони РБМК-1000

У реакторі РБМК-1000 чітка структура квадратної решітки ТВЗ в активній зоні порушується через необхідність розміщення органів управління реактора (рухливих і нерухливих стрижнів-поглиначів). При цьому частина чарунок активної зони звільняється від ТВЗ, а їх місця в порожніх технологічних каналах заміщаються органами СУЗ. Чарунки, зайняті органами СУЗ, в активній зоні реактора утворюють *свою квадратну решітку*, повернуту щодо квадратної решітки ТВЗ на кут в 45° (Рис.4.4).

На цьому малюнку тонкими лініями обведені контури чарунок активної зони. Жирними суцільними лініями показані контури полічарунок. Штриховими лініями зображені квадратна решітка рухливих поглиначів та квадратна решітка додаткових поглиначів. Усе це разом узятє утворює полірешітку активної зони в тій її основній частині, яка називається "зоною плато".

Таким чином, виходить, що *дійсно повторюваним компонентом* структури активної зони РБМК є не одна чарунка, а *шістнадцять*, які утворюють так звану *полічарунку активної зони*

Отже, ми познайомилися з основними характеристиками, що визначають гетерогенну структуру (Табл. 4.1) активних зон теплових реакторів вітчизняних АЕС та одержали саму загальну уяву про будову активних зон реакторів.

Табл. 4.1. Деякі характеристики гетерогенних структур реакторів ВВЕР і РБМК

Характеристики	Значення характеристик для реакторів		
	ВВЕР-440	ВВЕР-1000	РБМК-1000
1.Тип ТВЕЛів	Циліндр	Циліндр	Циліндр
2.Зовнішній діаметр ТВЕЛа, (мм)	9,1	9,1	13,6
3.Товщина оболонки ТВЕЛа, (мм)	0,65	0,65	0,85
4.Матеріал оболонки ТВЕЛів	$Zr + 1\% Nb$	$Zr + 1\% Nb$	$Zr + 1\% Nb$
5.Паливна композиція	UO_2	UO_2	UO_2
6.Діаметр паливної таблетки, (мм)	7,6	7,6	11,5
7 Збагачення палива, %	3,3	4,4	1,8÷2,3
8.Тип решітки ТВЕЛів у ТВЗ	Трикутна	Трикутна	—
9.Крок решітки ТВЕЛів у ТВЗ, (мм)	12,2	12,75	—
10.Число ТВЕЛів в одній ТВЗ, (шт.)	126	312	18
11.Тип решітки ТВЗ в активній зоні	Трикутна	Трикутна	Квадратна
12.Крок решітки ТВЗ, (мм)	147	236	250
13.Тип ТВЗ	Кожухова	Безкожухова	Безкожухова
14.Форма кожуха	Шестигранна	—	—
15.Число ТВЗ в активній зоні	349	163	1693